

УДК 53.043

## ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОБЪЯСНЕНИЮ МЕХАНИЗМА САМОИЗОЛЯЦИИ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ, СКОЛЬЗЯЩИХ ВДОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2022 г. Л. А. Жилияков<sup>а</sup>, \*, В. С. Куликаускас<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: zhiliakovla@mail.ru

Поступила в редакцию 22.07.2021 г.

После доработки 25.09.2021 г.

Принята к публикации 30.09.2021 г.

Рассмотрен механизм самоизоляции пучков ускоренных заряженных частиц при их скользящем взаимодействии с диэлектрической поверхностью. Это явление отмечено экспериментально при пропускании пучков ионов и электронов через диэлектрические цилиндрические и плоские капилляры. Пучки заряженных частиц при взаимодействии с диэлектрической стенкой под малыми углами заряжают ее так, что происходит их бесконтактное прохождение. Объяснение этого явления основано на неоднородности распределения электрического заряда на поверхности стенки. Поверхность заряженной стенки рассматривается как совокупность точечных зарядов, образующих двумерный кулоновский кристалл. Компьютерное моделирование показало, что при взаимодействии проходящих заряженных частиц (протонов), прижимаемых к диэлектрической поверхности внешним электрическим полем, с плоской решеткой зарядов (с учетом зарядов-изображений) происходит их отталкивание от поверхности. Сила, отталкивающая частицы пучка от поверхности, – это градиентная сила Миллера–Гапонова, возникающая при движении заряженных частиц в быстро меняющемся электрическом поле. Оценена минимальная плотность заряда на поверхности, при которой может наблюдаться явление самоизоляции пучков. Также проведен эксперимент, по результатам которого определены величины коэффициента связи плотности заряда на поверхности и напряженности электрического поля, прижимающего протоны к поверхности.

**Ключевые слова:** пучок протонов, диэлектрическая стенка, двумерный кулоновский кристалл, сила Миллера–Гапонова.

DOI: 10.31857/S1028096022060188

### ВВЕДЕНИЕ

Характер взаимодействия пучков ускоренных заряженных частиц с твердой диэлектрической поверхностью определяется параметрами этого взаимодействия. При скользящем взаимодействии, когда угол падения пучка не превышает 50 мрад, отмечен ряд интересных особенностей. В первую очередь, это самоорганизующаяся электризация поверхности, обеспечивающая изоляцию пучков от стенки и транспортировку их на значительные расстояния.

Первые публикации, в которых было экспериментально отмечено явление бесконтактного прохождения пучков ускоренных заряженных частиц вдоль диэлектрической стенки, появились в 2002 г. [1, 2]. В дальнейшем многочисленные экспериментальные работы подтвердили это явление [3–16]. При использовании конических диэлектрических каналов за счет указанного эф-

фекта удалось произвести фокусировку пучка и на выходе из канала получить пучок с концентрацией частиц на четыре порядка выше исходной [17].

В настоящей работе рассмотрена полуэмпирическая модель взаимодействия частиц пучка с диэлектрической поверхностью, и на основе данной модели проведена оценка концентрации частиц в скользящих пучках.

### МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим скользящее взаимодействие пучка ускоренных заряженных частиц с поверхностью, равномерно заряженной бесконечной диэлектрической пластины. Равномерно заряженная поверхность означает, что точечные заряды на ней находятся на равных расстояниях друг от друга в равновесных положениях. В настоящей работе рассмотрено расположение зарядов на поверхности в виде плоской гексагональной решет-

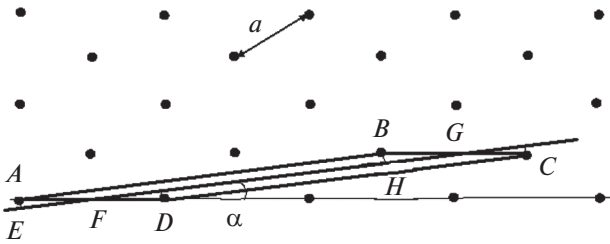


Рис. 1. Модель структуры поверхности диэлектрика. Точками обозначены единичные заряды.

ки (двумерный кулоновский кристалл), так как из всех плоских решеток Браве потенциальная энергия кулоновского взаимодействия частиц в такой решетке наименьшая. В [18] показано, что потенциал градиентных сил Миллера–Гапонова достигает величины, достаточной для изоляции пучка, когда направление распространения пучка составляет некоторый малый угол  $\alpha$  с кристаллографическим направлением  $\langle 21 \rangle$  кулоновского кристалла. Кроме того, цепочки зарядов, вытянутые вдоль этих кристаллографических направлений, рассмотрены в [18] как неразрывные, равномерно заряженные нити. В модели, предлагаемой в настоящей работе, учитывается дискретность зарядов на поверхности. В [19, 20] показано, что заряженные частицы на поверхности диэлектрика при комнатной температуре образуют плоскую гексагональную кристаллическую решетку.

Рассмотрим движение заряженной частицы в поле плоского кулоновского кристалла. Начальное направление движения частицы параллельно поверхности и составляет малый угол  $\alpha$  с кристаллографическим направлением  $\langle 21 \rangle$ . Частица прижимается к поверхности внешним электрическим полем, силовые линии которого нормальны к поверхности. Цепочки точечных зарядов (рис. 1, прямые  $AB$  и  $CD$ ) формируют потенциальную яму градиентных сил Миллера–Гапонова, действующих на частицу, движущуюся в быстро меняющемся электрическом поле этих зарядов.

Рассмотрим движение частицы по дну этой потенциальной ямы (прямая  $EG$ ). Было проведено компьютерное моделирование движения заряженной частицы в суммарном электрическом поле, создаваемом внешним конденсатором и совокупностью точечных зарядов на поверхности с учетом зарядов-изображений (отталкивающих частицу от поверхности). В [21] показано, что электрическое поле кулоновского кристалла (с учетом поля зарядов-изображений) экспоненциально уменьшается при увеличении расстояния от поверхности и на расстоянии, равном параметру  $a$  кристаллической решетки, оно спадает до пренебрежимо малой величины. Поскольку толщина диэлектрической пластины (1 мм) во много раз

больше параметра  $a \sim 10^{-4}$  мм, поле зарядов-изображений считали как поле равномерно заряженной пластины, без учета их дискретности. Моделирование проводили путем расчета траектории частицы, движущейся в суммарном кулоновском поле, создаваемом частицами, упавшими на диэлектрическую стенку, и электрическим полем конденсатора, прижимающим частицу пучка к стенке. Методом Рунге–Кутты решали уравнения Гамильтона в декартовой системе координат, в которой  $x$  соответствует поверхности диэлектрика:

$$\begin{cases} v_{yi} = v_{yi-1} + \frac{F_{yi}}{m} t \\ v_{zi} = v_{zi-1} + \frac{F_{zi}}{m} t \\ x_i = x_{i-1} + v_0 t \\ y_i = y_{i-1} + v_{yi} t \\ z_i = z_{i-1} + v_{zi} t, \end{cases} \quad (1)$$

где  $x$  — продольная координата,  $y$  и  $z$  — поперечные координаты,  $v_0$  — продольная скорость,  $v_y$  и  $v_z$  — поперечные скорости соответственно,  $F_y$  и  $F_z$  — силы, действующие на пролетающую частицу массой  $m$  со стороны внешнего электрического поля плоского конденсатора, прижимающего частицу к диэлектрической стенке, и всех предыдущих упавших на стенку зарядов (с учетом действия зарядов-изображений), отталкивающих ее от стенки,  $t$  — шаг по времени,  $i$  — номер шага. Продольную скорость считали постоянной.

Начальные координаты частиц задавали случайным образом в пределах границ сечения канала. Поперечные компоненты кулоновской силы, действующие со стороны единичного заряда  $e$  с координатами  $(x_1; y_1; z_1)$  на поверхности стенки на пролетающую частицу с тем же зарядом  $(x; y; z)$ , определялись выражениями:

$$\begin{aligned} F_y &= -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{(y_1 - y)}{\left((x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2\right)^{3/2}}, \\ F_z &= -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{(z_1 - z)}{\left((x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2\right)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

При моделировании численные значения скорости протонов и напряженности электрического поля задавали в соответствии с экспериментом [2]. Результат компьютерного моделирования представлен на рис. 2. Траекторию движения частицы можно представить как траекторию “теннисного мячика” негармонического вида. Силы, отталкивающие заряженную частицу от поверхности, имеют градиентную природу и обусловлены периодическим характером взаимодействия пролетающей частицы с частицами, образующими ку-

лоновский кристалл на поверхности. В этом смысле эти силы можно классифицировать как силы Миллера–Гапонова. В рамках предлагаемой модели траектория движения частицы приближена к параболической форме из-за того, что импульс, отталкивающий частицу от поверхности, она получает только в нижних точках траектории, а все остальное время движется только во внешнем поле, прижимающем ее к поверхности.

Следует также отметить, что по результатам компьютерного моделирования  $b$  – величина поперечных осцилляций частицы при скользящем взаимодействии с поверхностью – не превышает период кристаллической решетки  $a$ . Таким образом, определив величину  $a$ , можно оценить размеры поперечного сечения пучка, плотность тока и концентрацию частиц в скользящем пучке.

Для оценки величины отталкивающего импульса применим подход, использованный в [22] для расчета кулоновского рассеяния заряженных частиц. Отталкивающий импульс  $P_1$  частица получает при взаимодействии с зарядами, находящимися в точках  $A$  и  $D$ . Его величина может быть оценена как:

$$P_1 = \frac{2q^2 z \Delta t_1}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (3)$$

где  $q$  – заряд частицы,  $r$  – минимальное расстояние между движущейся частицей и отталкивающим зарядом,  $z$  – минимальное расстояние между частицей и поверхностью,  $\Delta t_1 = r/v$  – время взаимодействия,  $v$  – скорость частицы,  $2$  – коэффициент, учитывающий взаимодействие с зарядами в точках  $A$  и  $D$ .

Прижимающий импульс  $P_2$ , получаемый частицей на участке  $EH$ , равен:

$$P_2 = K_1 E q \Delta t_2, \quad (4)$$

где  $E$  – напряженность прижимающего поля внешнего конденсатора,  $\Delta t_2 = l/v$  – время пролета между точками  $E$  и  $H$ ,  $l = a/\sin\alpha$ . Коэффициент  $K_1$  введен для учета ослабления прижимающего поля за счет действия частиц кулоновского кристалла на поверхности. В данной упрощенной модели движение частицы рассматривается как параболическое, следовательно, можно считать  $K_1 = \text{const}$ .

Условием изоляции частицы от поверхности является  $P_1 = P_2$ :

$$\frac{Ea}{\sin\alpha} = \frac{Kz}{z^2 + 3/4a^2 \sin^2\alpha}, \quad (5)$$

где  $K = K_1 q / \pi\epsilon_0$ .

Уравнение (5) имеет единственное решение, при котором период решетки  $a$  максимален (и, соответственно, поверхностная плотность заряда минимальна):

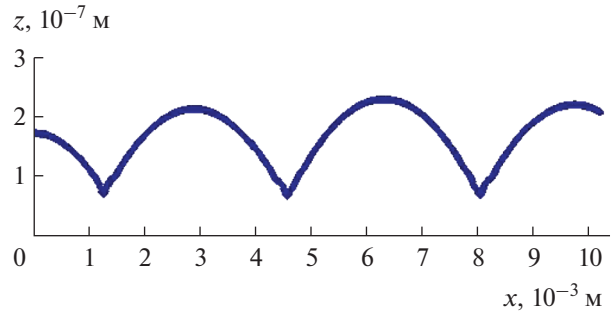


Рис. 2. Траектория частицы в продольном направлении.

$$a_{\max} = \sqrt{\frac{K}{E\sqrt{3}}}. \quad (6)$$

Из полученного решения следует линейная связь между поверхностной плотностью заряда на заряженной поверхности  $\sigma$  и напряженностью прижимающего поля  $E$ :

$$\sigma = \frac{2q}{a^2\sqrt{3}} = E \frac{2q}{K} = K_0 E. \quad (7)$$

Значение коэффициента  $K_0$  несложно получить из эксперимента, что также дает возможность определить значение  $a$  и, в конечном итоге, оценить концентрацию частиц в скользящем пучке. Концентрацию частиц определяли по формуле:

$$n = \frac{j}{ev}, \quad (8)$$

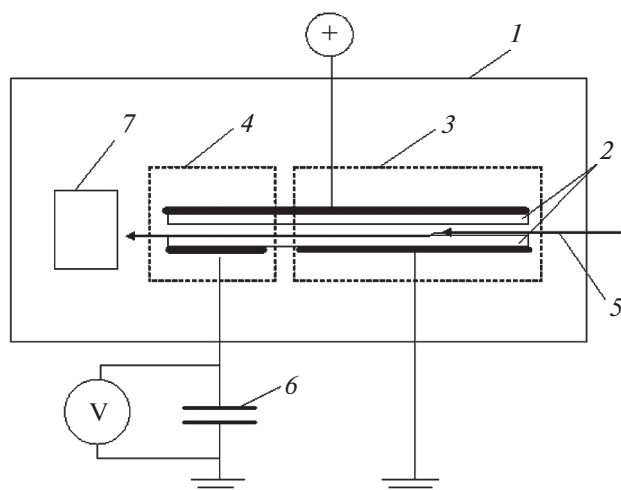
где  $j$  – плотность тока пучка,  $v$  – скорость протонов. Плотность тока пучка в свою очередь определяли как:

$$j = \frac{I}{bd}, \quad (9)$$

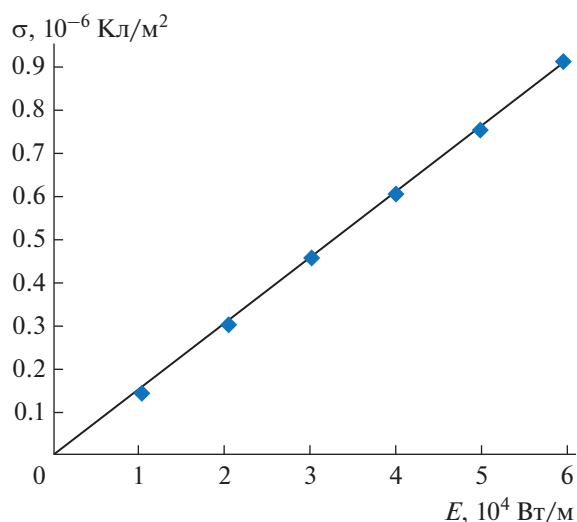
где  $I$  – ток пучка,  $d$  – ширина пучка,  $b$  – поперечный размер пучка, принят приближенно равным  $a$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема рабочего участка экспериментальной установки представлена на рис. 3. В вакуумной камере  $1$  располагался плоский отклоняющий конденсатор, состоящий из двух стеклянных пластин  $2$  длиной 250 мм и толщиной 1 мм, имеющих снаружи металлические обкладки. Расстояние между пластинами составляло 1 мм. Отклоняющий конденсатор  $3$  был расположен параллельно направлению пучка протонов  $5$ . На верхнюю пластину конденсатора подавали напряжение, в результате пучок протонов прижимался к поверхности нижней пластины. На выходе из конденсатора на нижней пластине был выделен изолированный от остальной части конденсатора участок  $4$  длиной 80 мм, на котором проводились измере-



**Рис. 3.** Схема эксперимента: 1 – вакуумная камера; 2 – стеклянные пластины; 3 – отклоняющий конденсатор; 4 – измерительный участок; 5 – пучок протонов; 6 – тестовый конденсатор; 7 – цилиндр Фарадея.



**Рис. 4.** Зависимость поверхностной плотности заряда  $\sigma$  от напряженности отклоняющего поля  $E$ .

ния. В данной части конденсатора скользящий пучок уже сформировался, емкость этой части измеряли. Такая конструкция измерительного участка позволяет исключить влияние начального участка, где происходит бомбардировка поверхности диэлектрика протонами, падающими на поверхность с высоты верхней границы пучка, из-за чего поверхностная плотность заряда на этом участке выше, чем на участке скольжения пучка. Металлический электрод, расположенный под стеклянной пластиной на этом участке, последовательно соединялся с тестовым конденсатором 6 известной емкости. Измеряя напряжение на тестовом конденсаторе, можно определить ве-

личину электрического заряда (и, соответственно, поверхностную плотность заряда) на измерительном участке. Ток тучка измеряли с помощью цилиндра Фарадея 7. Источник пучков протонов – каскадный генератор КГ-500. Измерения проводили при энергии протонов 100, 200 и 300 кэВ. Погрешность измерений не превышала 1%. Зависимость поверхностной плотности заряда от напряженности отклоняющего поля при энергии протонов 200 кэВ представлена на рис. 4. Полученные экспериментальные значения хорошо аппроксимируются линейной зависимостью.

## ВЫВОДЫ

В результате проведенных экспериментов отмечено следующее.

В пределах погрешности измерений величина заряда, образовавшегося на диэлектрической пластине на измерительном участке, не зависит от энергии пучка.

В исследованном диапазоне параметров величина поверхностной плотности заряда линейно зависит от напряженности поля, прижимающего протоны к поверхности. Значение  $K_0 = 1.49 \times 10^{-11} \text{ Кл (В м)}^{-1}$ .

В проведенных экспериментах сила тока пучка составляла 0.1–1 мкА, напряженность прижимающего поля – до  $6 \times 10^4 \text{ В/м}$ , ширина пучка – 4 мм. По этим данным величина концентрации протонов, полученная в скользящем пучке при самоорганизующейся электродинамической изоляции, составляет  $10^{13}$ – $10^{14} \text{ м}^{-3}$ . Эта величина близка к пределу по объемному заряду, достигнутому в пучках ускоренных заряженных частиц при магнитном удержании [23].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stolterfoht N., Bremer J.H., Hoffmann V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 133201.
2. Желяков Л.А., Костановский А.В., Иферов Г.А. и др. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2002. № 11. С. 65.
3. Stolterfoht N., Hoffmann V., Hellhammer R. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 203. P. 246.
4. Stolterfoht N., Hellhammer R., Pesic Z.D. et al. // Vacuum. 2004. V. 73. P. 31.
5. Viktor Gy., Rajendra Kumar R.T., Pesic Z.D. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2005. V. 233. P. 218.
6. Hellhammer R., Fink D., Stolterfoht N. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2007. V. 261. P. 149.
7. Matefi-Tempfli S., Matefi-Tempfli M., Piraux L.Z. et al. // Nanotech. 2006. V. 17. P. 3915.
8. Kanai Y., Hoshino M., Kambara T. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2007. V. 258. P. 155.
9. Rajendra Kumar R.T., Badel X., Viktor G. et al. // Nanotech. 2005. V. 16. P. 1697.

10. Skog P., Soroka I.L., Johansson A., Schuch R. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2007. V. 258. P. 145.
11. Krause H.F., Vane C.R., Meyer F.W. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 042901.
12. Krause H.F., Vane C.R., Meyer F.W., Christen H.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2007. V. 58. P. 323.
13. Milosavljevic A.R., Viktor Gy., Pesic Z.D. et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 030901(R).
14. Xi-Meng C., Fa-Yuan X., Xi-Yu Q. et al. // Chin. Phys. Lett. 2008. V. 25. P. 4348.
15. Bereczky R.J., Kowarik G., Aumayr F., Tokesi K. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2009. V. 267. P. 317.
16. Li D.H., Wang Y.Y., Zhao Y.T. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2009. V. 267. P. 469.
17. Nebiki T., Yamamoto T., Narusawa T. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2003. V. 21. № 5. P. 1671.
18. Вохмянина К.А., Жилияков Л.А., Петухов В.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 6. С. 828.
19. Жилияков Л.А., Костановский А.В., Похил Г.П. // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46. № 5. С. 786.
20. Жилияков Л.А., Пронкин А.А. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2011. № 3. С. 85.
21. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. М.: Мир, 1965. 292 с.
22. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 687 с.
23. Будкер Г.И. Собрание трудов. М.: Наука, 1982. 575 с.

## A Semi-Empirical Approach to the Explanation of the Self-Isolation Mechanism of Proton Beams Sliding along a Dielectric Surface

L. A. Zhilyakov<sup>1,\*</sup>, V. S. Kulikauskas<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*D.V. Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

*\*e-mail: zhiliakovla@mail.ru*

The mechanism of self-isolation of beams of accelerated charged particles during their sliding interaction with a dielectric surface is considered. This phenomenon is observed experimentally when ion and electron beams are passed through dielectric cylindrical and flat capillaries. Beams of charged particles, which are falling on the dielectric wall at small angles, charge it so that the beams pass through without contact. The explanation of this phenomenon is based on the inhomogeneity of the electric charge distribution on the wall surface. A charged wall is considered as a set of point charges forming a flat Coulomb crystal on the surface. Computer simulations have shown that the interaction of passing charged particles (protons), pressed against the dielectric surface by an external electric field, with a flat lattice of charges (taking into account the charges-images), repels them from the surface. The force that repels the beam particles from the surface is the Miller–Gaponov gradient force that occurs when charged particles move in a rapidly alternating electric field. We estimate the minimum charge density on the surface at which the phenomenon of self-isolation of beams can be observed. An experiment was also carried out, according to the results of which the value of the coupling coefficient of the charge density on the surface and the electric field strength pressing protons to the surface was determined.

**Keywords:** proton beam, dielectric wall, two-dimensional Coulomb crystal, Miller–Gaponov force.